Abgesehen von der Eigenthümlichkeit der Fauna muss hier noch die merkwürdige Thatsache besonders hervorgehoben werden, dass gerade die typischen Arten theils eine Ähnlichkeit mit paläozoischen, theils mit jurassischen Formen haben; so z. B. erinnert das Auftreten der Geschlechter *Holopella, Loxonema, Porcellia* an die ersten, während die Arten von *Phasianella, Turbo, Neritopsis, Pleurotomaria, Cirrus, Lima* einen jurassischen Typus an sich tragen.

Aus diesen Verhältnissen geht hervor, dass man sich vom paläontologischen Standpunkte aus gegenwärtig noch keinen Schluss auf die Gleichstellung dieser Schichten mit ausser-alpinen erlauben darf. Lagerungsverhältnisse jedoch haben in neuester Zeit dargethan, dass diese Kalke als Äquivalente der obersten Triasschichten des übrigen europäischen Schichtensystemes zu betrachten sein dürften.—Gleichzeitige Ablagerungen von localer Verschiedenheit sind die Muschelmarmore von Bleiberg, Hall und die Cassianer Schichten.

Über die Einwirkung von Licht- und Wärmewellen auf bewegliche Massentheilchen.

Von **Karl Puschl**,

Capitular des Stiftes Seitenstetten.

In einem Aufsatze, dem die Ehre des Abdruckes in den Sitzungsberichten der kais. Akademie der Wissenschaften (s. Juniheft 1852) zu Theil wurde, habe ich aus dem Zustande eines transversal vibrirenden Mediums den Satz abgeleitet, dass Licht- oder Wärmewellen in der Richtung der Strahlen auf undurchdringliche Massentheilchen wie ziehende Kräfte wirken. Im Folgenden wird nun zuerst auch der Einfluss betrachtet, den eine Ätherwelle auf von ihr getroffene Massen transversal oder in der zugehörigen Vibrationsrichtung ausübt, und dann der Versuch gemacht, aus der erwähnten Longitudinal-Wirkung der Strahlen den Einfluss der Wärme als Molecular-Kraft zu erklären.

I.

Eine frei bewegliche Masse sei an einen bestimmten Ort durch Kräfte in der Art gebunden, dass sie, aus demselben herausgeführt, mit einer ihrem Abstande von jenem Orte proportionalen Energie dahin zurückzukehren strebe. Es werde dieser Masse in ihrer Ruhelage eine gewisse Geschwindigkeit ertheilt und dieselbe sodann unter

der Wirksamkeit jener Kräfte sich selbst überlassen, so besteht für ihre Bewegung der Ausdruck: $\frac{md^2s}{dt^2}+hs=0$, wo m die bewegte Masse, s ihre Verschiebung am Ende der Zeit t und h einen unveränderlichen Factor vorstellt. Man erhält daraus: $s=a\,sin\left(b+t\sqrt{\frac{h}{m}}\right)$, wo a und b die Constanten der Integration sind; also geht das Bewegliche in gleichmässig fortdauernden Schwingungen, deren Periode $=2\pi\sqrt{\frac{m}{h}}$ ist, um seine Ruhelage hin und her.

Man denke sich nun den Raum um die betrachtete Masse mit dem Äther erfüllt, der also die undurchdringliche Oberfläche derselben ringsum begrenze, so muss offenbar vermöge der dann zwischen beiden bestehenden Wechselwirkung jede Verschiebung der Masse zugleich eine Störung des Äthers, und umgekehrt jede im Äther erzeugte Verschiebung auch eine Störung der angenommenen Masse bewirken. Der Zustand von m am Ende der Zeit t hängt somit dann nicht blos von den in der vorhergehenden Gleichung erscheinenden Grössen, sondern auch von dem Zustande des um diese Masse verbreiteten Äthers ab. Um nun den Einfluss des letzteren auf die Bewegung der Masse, unter der Voraussetzung, dass alle Verschiebungen nur sehr klein seien, zu bestimmen, denken wir uns dieselbe von irgend einer im Äther erregten und darin fortschreitenden Störung — einem Strahle — getroffen, worin die Äthertheilchen transversal und geradlinig schwingen; wir nehmen ferner an, dass die betrachtete Masse, verglichen mit der Masse einer Ätherportion von gleichem Volumen, sehr gross sei, und dass die linearen Dimensionen derselben gegen die Länge einer Ätherwelle verschwinden. So wie dann die Äthertheilchen in der Umgebung von m, im Beginne der Störung durch den einfallenden Strahl, anfangen mit einer gewissen Geschwindigkeit in der Vibrationsrichtung fortzugehen, werden sie zugleich dieser Masse (wenn wir, um die Gedanken zu fixiren, dieselbe als ursprünglich ruhend annehmen) auf der Seite, gegen welche die Schwingung gerade vor sich geht, näher, und auf der entgegengesetzten Seite ferner rücken. Dadurch aber wird bezüglich der Anordnung des Äthers um m ein Zustand herbeigeführt, welcher auf diese Masse wie eine in der Schwingungsrichtung der Äthertheilchen forttreibende Kraft wirkt, deren Intensität jener sehr kleinen Dichtigkeitsänderung proportional ist, welche, durch die relative Verschiebung

der störenden Äthertheilchen und der gestörten Masse bedingt, an entgegengesetzten Seiten der letzteren stattfindet. Ist also $+\delta$ die Verdichtung des Äthers auf einer, und $-\delta$ die gleichzeitige Verdünnung auf der entgegengesetzten Seite der betrachteten Masse, so kann die daraus resultirende Wirkung auf letztere durch $2\delta\omega$ vorgestellt werden, wenn ω einen unveränderlichen Factor bedeutet, welcher von der Ausdehnung der undurchdringlichen Oberfläche der Masse und von der Beschaffenheit des Äthers abhängt. Den Werth von δ aber kann man als proportional dem Unterschiede der Geschwindigkeiten annehmen, womit die störenden Äthertheilchen und die gestörte Masse gleichzeitig in der Richtung der einfallenden Schwingung sich fortbewegen. Bedeutet also σ die am Ende der Zeit t stattfindende Verschiebung der ersteren, und s die gleichzeitig in dieselbe Richtung fallende Verschiebung von m, so kann man die Grösse 2δ der Differenz $\frac{d\sigma}{dt} - \frac{ds}{dt}$ proportional und daher die störende Kraft $= \omega \left(\frac{d\sigma}{dt} - \frac{ds}{dt}\right)$ setzen. Sobald aber die Masse m um s aus ihrer Ruhelage verschoben ist, wirkt auf dieselbe, unabhängig von der Ätherstörung, die vorhin angenommene Kraft hs; ihre Bewegung unter der gleichzeitigen Wirksamkeit beider Kräfte ist somit ausgedrückt durch die Gleichung:

$$\frac{m\,d^2 s}{dt^2} + hs = \omega\left(\frac{d\sigma}{dt} - \frac{ds}{dt}\right). \tag{1}$$

Bedeutet α die Amplitude, ε die Epoche und T die Periode der störenden Vibrationen, so ist

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi\alpha}{T} \cos\left(\varepsilon + \frac{2\pi t}{T}\right), \tag{2}$$

$$\frac{m\,d^2 s}{dt^2} + \frac{\omega\,ds}{dt} + hs = \frac{2\pi\alpha\omega}{T} \cos\left(\varepsilon + \frac{2\pi t}{T}\right). \tag{3}$$

Diese lineare Differentialgleichung gibt integrirt:

$$s = e^{-\frac{\omega t}{2m}}\left(A_1 \cos t\sqrt{\frac{h}{m} - \frac{\omega^2}{4m^2}} + A_2 \sin t\sqrt{\frac{h}{m} - \frac{\omega^2}{4m^2}}\right), \tag{4}$$

wo A_1 und A_2 veränderliche Functionen der Zeit t bedeuten, welche der Differentialgleichung Genüge leisten. Diese Bedingung wird erfüllt durch die Formeln:

$$A_1 = -\frac{2\pi\alpha\omega}{mT\sqrt{\frac{h}{m}-\frac{\omega^2}{4m^2}}}\int e^{\frac{\omega}{2m}} \cos\left(\varepsilon+\frac{2\pi t}{T}\right)\sin t\sqrt{\frac{h}{m}-\frac{\omega^2}{4m^2}}\,dt + B_1$$

$$A_2 = +\frac{2\pi\alpha\omega}{mT\sqrt{\frac{h}{m}-\frac{\omega^2}{4m^2}}}\int e^{\frac{\omega t}{2m}} \cos\left(\varepsilon+\frac{2\pi t}{T}\right)\cos t\sqrt{\frac{h}{m}-\frac{\omega^2}{4m^2}}\,dt + B_2,$$

wo B_1 und B_2 Constanten sind. Substituirt man die hieraus nach Verrichtung der Integrationen für A_1 und A_2 erhaltenen Ausdrücke in die Gleichung (4), so wird

$$s = \frac{2\pi\alpha\omega}{mT\left(\frac{h}{m}-\frac{4\pi^2}{T^2}\right)^2+\frac{4\pi^2\omega^2}{mT}}\left[\left(\frac{h}{m}-\frac{4\pi^2}{T^2}\right)\cos\left(\varepsilon+\frac{2\pi t}{T}\right)+\frac{2\pi\omega}{mT}\sin\left(\varepsilon+\frac{2\pi t}{T}\right)\right]$$
$$+e^{-\frac{\omega t}{2m}}\left(B_1 \cos t\sqrt{\frac{h}{m}-\frac{\omega^2}{4m^2}} + B_2 \sin t\sqrt{\frac{h}{m}-\frac{\omega^2}{4m^2}}\right),$$

worin $\frac{h}{m} = \frac{4\pi^2}{P^2}$ ist, wenn P die Periode bedeutet, in welcher m unter der Wirksamkeit der Kraft hs allein schwingen würde. Gibt man endlich dieser Gleichung die Form:

$$(5) \qquad s = A\sin\left(\zeta+\frac{2\pi t}{T}\right) + Be^{-\frac{\omega t}{2m}}\sin\left(\eta+\frac{2\pi t}{P}\sqrt{1-\frac{\omega^2 P^2}{16\pi^2 m^2}}\right),$$

so ist hierbei

$$A = \frac{\alpha}{\sqrt{1+\frac{4\pi^2 m^2 T^2}{\omega^2}\left(\frac{1}{P^2}-\frac{1}{T^2}\right)}} \quad \text{und } \cos(\zeta-\varepsilon) = \frac{A}{\alpha},$$

während die Constanten B und η sich aus dem Bewegungszustande der Masse für einen bestimmten Werth der Zeit t ergeben.

Aus der so eben entwickelten Gleichung (5) folgen Sätze über das Verhalten einer im Äther schwingenden Masse, welche für die Theorie der Licht- und Wärmeerscheinungen von Wichtigkeit sind.

Nehmen wir zuerst den Fall an, dass m sich bewege, ohne dabei durch einfallende Strahlen gestört zu sein, so ist, weil dann α verschwindet, auch A der Null gleich. Für diesen Fall ist also am Ende der Zeit t die Amplitude der schwingenden Masse $= Be^{-\frac{\omega t}{2m}}$; sie nimmt in geometrischer Progression ab, wenn die Zeit in arithmetischer Progression wächst.

Bedeutet c das Geschwindigkeits-Maximum, welches der Amplitude $Be^{-\frac{\omega}{2m}}$ entspricht, so besteht die Gleichung:

$$c = \frac{2\pi Be^{-\frac{\omega t}{2m}}}{P}\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2 P^2}{16\pi^2 m^2}\right)}.$$

Das halbe Product aus dem Quadrate dieser Geschwindigkeit und der Masse des Beweglichen werden wir künftig dessen lebendige Kraft oder Wärmemenge nennen. Bezeichnen wir dieselbe mit w, so haben wir demnach $w = \frac{1}{2}mc^2$. Die Verminderung von w, während t in $t + dt$ übergeht, sei dw, so findet man aus dem vorhin angegebenen Werthe von c:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2\pi^2 \omega B^2 e^{-\frac{\omega t}{m}}}{P^2}\left(1 - \frac{\omega^2 P^2}{16\pi^2 m^2}\right),$$

woraus

$$dw = \frac{1}{2}\omega c^2 dt$$

folgt. Das Differentiale dw ist der Wärmeverlust der schwingenden Masse in dem Zeittheilchen dt, während die Grösse $\frac{1}{2}\omega c^2 dt$ die in derselben Zeit an den Äther übergegangene lebendige Kraft bedeutet; diese Gleichung gibt also zu erkennen, dass die Summe der lebendigen Kräfte bei diesem Vorgange constant bleibt. Man kann den Quotienten $\frac{dw}{dt}$ die Geschwindigkeit der Wärmeabnahme der schwingenden Masse oder die Erkaltungsgeschwindigkeit derselben, und die Grösse $\frac{1}{2}\omega c^2$ deren Strahlungsintensität nennen.

Setzen wir nun den Fall, dass dieselbe Masse zu gleicher Zeit unter der Wirkung des vorhin angenommenen Strahles stehe, so ist die Bewegung derselben nach (5) das Resultat zweier Schwingungsweisen von ungleicher Periode. Der Ausdruck für die Verschiebung s nähert sich dann aber, was auch immer der Anfangszustand des Beweglichen sein mag, ohne Ende der Formel: $A \sin\left(\zeta + \frac{2\pi t}{T}\right)$, wo A und ζ die oben angegebenen Werthe haben. Man sieht also, dass die Bewegung der Masse zuletzt wohl der Periode nach zu keiner Zeit aber (ausgenommen wenn $P = T$ ist) in den übrigen Stücken mit der Bewegung der störenden Äthertheilchen in Übereinstimmung kommt; denn wird auch das mit dem Wachsen der Zeit ohne Ende abnehmende Glied in dem Ausdrucke für s endlich

verschwindend klein, so ist doch aus demselben Ausdrucke klar, dass die Oscillationen von m dann immer noch nicht nur ihre eigene Amplitude behaupten, sondern auch in der Phasenzeit von den einfallenden Vibrationen verschieden sind. Der Werth von A, dem hierbei die Amplitude der schwingenden Masse ohne Ende näher kommt, ist im Allgemeinen eine Function der Beschaffenheit des Beweglichen, nämlich seiner Oberfläche und Masse, dann der Periode, worin dasselbe für sich zu schwingen geneigt ist, endlich auch der Periode des einfallenden Strahles. Es ergeben sich somit die folgenden Sätze: 1. Verschiedene Massen, so wie gleiche Massen, die von ungleichen Kräften beherrscht sind, werden von dem nämlichen Strahle ungleich stark afficirt; 2. Strahlen von verschiedener Brechbarkeit sind bei einerlei Intensität nicht in gleichem Grade eine bestimmte Masse zu afficiren geeignet.

Nehmen wir an, dass dieselbe Masse erst durch den einfallenden Strahl in Bewegung gesetzt wird, so folgt aus unserer Gleichung, dass die Amplitude ihrer mit dem Anfang der Störung beginnenden Schwingungen allmählich wächst, bis sie endlich, ihrem Grenzwerthe A nahezu gleich geworden, beinahe constant bleibt. Das Bewegliche sei also für $t = 0$, womit die Störung beginne, in Ruhe, und setzen wir, um den einfachsten Fall zu betrachten, $P = T$ und $\varepsilon = 0$, so erhalten wir für die Verschiebung derselben am Ende der Zeit t den Ausdruck:

$$s = \alpha \left[sin\, \frac{2\pi t}{T} - \frac{e^{-\frac{\omega t}{2m}}}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2 T^2}{16\pi^2 m^2}\right)}}\, sin\, \frac{2\pi t}{T} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2 T^2}{16\pi^2 m^2}\right)} \right],$$

woraus sich ergibt, dass die Amplitude der Bahn des Beweglichen mit jeder Schwingung grösser wird, und in dem angenommenen Falle der Amplitude der erregenden Äthervibrationen zuletzt sehr nahe gleichkommt. Da mit der Amplitude zugleich das Maximum der Geschwindigkeit wächst, so folgt, dass die Masse mehr lebendige Kraft aus dem Äther empfängt als sie an denselben zurückgibt; es wird also eine gewisse Quantität lebendiger Kraft in ihr angesammelt. Ist aber einmal die Amplitude der schwingenden Masse ihrem Grenzwerthe sehr nahe gleich geworden, so bleibt die lebendige Kraft derselben nahezu unverändert, und zwischen Empfang und Abgabe lebendiger Kräfte findet Gleichgewicht Statt.

Eine ursprünglich ruhende, durch den einfallenden Strahl erst in Schwingung gesetzte Masse bewegt sich der Gleichung (5) zufolge, da die Constante B jedenfalls von der Null verschieden ist, wenigstens anfänglich auf eine Weise, dass eine Übereinstimmung ihrer Hin- und Hergänge mit der Periode des störenden Strahles durchaus nicht stattfindet; denn erst wenn dieser hinreichend lange auf m gewirkt hat, um das ohne Ende abnehmende Glied in dem Ausdrucke für s als verschwindend betrachten zu können, ist bezüglich der Perioden die Übereinstimmung hergestellt. Sobald dann aber die Wirkung dieses Strahles wieder aufhört, hat man für die weitere Bewegung der nun sich selbst überlassenen Masse die Gleichung:

$$s = B e^{-\frac{\omega t}{2m}} sin \left(\eta + \frac{2 \pi t}{P} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2 P^2}{16 \pi^2 m^2}\right)} \right),$$

wo die Constanten B und η durch den Zustand der Masse im Momente des Aufhörens der Strahlenwirkung bestimmt sind. Sie schwingt also von da an mit abnehmender Amplitude in einer von dem ursprünglich erregenden Strahle ganz unabhängigen Periode. Die lebendige Kraft der nun von der schwingenden Masse dem Äther eingeprägten Vibrationen ist aber aus dem auf die Bewegung derselben vorher verbrauchten Antheile des ursprünglich erregenden Strahles hervorgegangen; folglich kann man sagen, dass dieser vorher absorbirte Strahlentheil nun, von neuem ausgestrahlt, mit veränderter Brechbarkeit auftritt.

Aus der Formel für den Endwerth A der Amplitude einer unter der Wirkung eines einfachen Strahles schwingenden Masse ergibt sich, dass dieselbe ein Maximum wird, wenn $P = T$, d. h. wenn jene Masse für sich schon in der Periode der einfallenden Vibrationen zu schwingen geneigt ist. Man erhält in diesem Falle $A = \alpha$, und wenn die Maxima der Geschwindigkeiten der Masse und der Äthertheilchen beziehungsweise c und γ sind, auch $c = \gamma$; die Amplituden und die Geschwindigkeiten der beiderseitigen Vibrationen nähern sich also ohne Ende der Gleichheit. Die lebendige Kraft $= \frac{1}{2} mc^2$ der schwingenden Masse ist folglich ebenfalls für $P = T$ ein Maximum. Da nun dieselbe von der durch die einfallenden Vibrationen auf die Masse übertragenen Kraftsumme herstammt, so haben

wir den Satz: Unter Strahlen von allen Graden der Brechbarkeit absorbirt die betrachtete Masse am stärksten diejenigen, in deren Periode sie schon vermöge der sie beherrschenden Kräfte zu schwingen geneigt ist. Die lebendige Kraft oder die Wärmemenge von m, welche in diesem Falle fortwährend wächst, bis die Geschwindigkeit desselben jener der Äthertheilchen im erregenden Strahle gleichkommt, steht dann zur lebendigen Kraft eines solchen Äthertheilchens im Verhältniss der entsprechenden Massen; es ist daher klar, dass eine verhältnissmässig sehr lange Zeit erfordert wird, um die Wärmemenge von m auf ihren grössten Werth zu bringen.

Suchen wir dagegen die lebendige Kraft, welche dieselbe Masse unter der Wirkung eines Strahles von anderer Brechbarkeit annimmt. In Betracht der Feinheit des Mediums, worin m oscillirt, kann man annehmen, dass durch den Widerstand dieses Stoffes die Periode P der unbehinderten Masse nur äusserst wenig verändert wird. In der Gleichung (5) muss dann die Grösse $\frac{\omega^2 P^2}{16\pi^2 m^2}$ gegen die Einheit sehr klein und folglich $\frac{4\pi^2 m^2}{\omega^2}$ gegen $\frac{P^2}{4}$ sehr gross sein; sind daher $\frac{1}{P}$ und $\frac{1}{T}$ sehr grosse Zahlen und nicht sehr nahe gleich, so ist auch der Nenner in dem Ausdrucke für A^2 eine sehr grosse Zahl, folglich A^2 sehr klein gegen α^2. Da nun die Quadrate der grössten Geschwindigkeiten zu einander in demselben Verhältnisse stehen, so folgt, dass die Absorption lebendiger Kraft in dem angenommenen Falle gegen die für $P = T$ stattfindende sehr gering ist.

Die Formel für A kann man, wenn nicht nahezu $P = T$ ist, ohne erheblichen Fehler auch schreiben:

$$A = \frac{\alpha\,\omega}{2\pi m T\left(\frac{1}{P^2} - \frac{1}{T^2}\right)}.$$

Ist nun die Periode des einfallenden Strahles sehr klein gegen P, so hat man nahezu $A = -\frac{\alpha\omega T}{2\pi m}$, und wenn T sehr gross gegen P ist, $A = \frac{\alpha\omega P^2}{2\pi m T}$.

Die Amplitude der Schwingungen, welche m unter dem Einflusse des einfallenden Strahles vollbringt, ist der Amplitude des letzteren proportional. Daraus folgt, dass wenn zwei eine bewegliche Masse gleichzeitig treffende Strahlen interferiren, die derselben eingeprägte Bewegung und folglich die Quantität der absorbirten

lebendigen Kraft von dem Gangunterschiede der Strahlen abhängt. Die Grösse des absorbirten Strahlentheiles wird daher in gewissen Fällen als eine Function der Wellenlänge erscheinen. Wenn z. B. zwei von demselben Punkte herkommende Strahlen nach Zurücklegung ungleicher Wege in ganz oder nahe gleicher Richtung die Masse m treffen, so wird ihre Wirkung auf dieselbe, folglich auch die daselbst eintretende Absorption, je nach dem obwaltenden Phasenunterschiede verschieden ausfallen und bei derselben Wegdifferenz für gewisse Wellenlängen ein Maximum, für andere ein Minimum sein.

Wir wollen nun annehmen, dass ein beliebiger Körper als ein System unermesslich vieler, sehr kleiner Massen (Molekeln) zu denken sei, welche, durch verhältnissmässig sehr grosse, mit Äther erfüllte Räume von einander getrennt, unter sich in wechselseitigen Beziehungen stehen und fortwährend durch den Äther gestört und diesen selbst wieder störend, vermöge wiederherstellender, den Verschiebungen proportionaler Kräfte beständig um mittlere Lagen oscilliren. Dies vorausgesetzt, lässt sich die oft erwähnte Masse m als ein irgend einem Körper angehöriges Molekel betrachten und von den aus der Gleichung (5) abgeleiteten Sätzen eine Anwendung zur Erklärung des bezüglichen Verhaltens der Körper machen.

Die Molekeln eines homogenen Körpers, die wir alle unter einander gleich und von gleichen Bedingungen abhängig denken, erregen durch ihre Schwingungen, welche demzufolge sämmtlich von einerlei Periode sind, transversale Vibrationen des Äthers und senden daher einander fortwährend Strahlen zu. Es findet so zwischen den sämmtlichen Molekeln ein beständiger, durch den Äther vermittelter Austausch lebendiger Kräfte Statt, wobei dieselben wieder Strahlen von der nämlichen Periode empfangen, in der sie ohnehin vermöge der obwaltenden Kräfte schwingen; solche Strahlen aber werden so stark absorbirt, dass die Absorption jeder anderen Strahlenart dagegen nur gering ist. Dabei kann man offenbar als möglich annehmen, dass zwischen zwei Molekeln im Innern eines Körpers, deren Distanz gegen die zweier Nachbar-Molekeln ungemein gross aber doch noch unmessbar klein ist, eine unmittelbare gegenseitige Zustrahlung nicht mehr stattfindet, weil die von denselben ausgehenden Strahlen, bevor sie in solche Entfernung gelangen können, durch die dazwischen liegenden Molecular-Schichten bereits absorbirt

sind. Ein gegenseitiger Austausch lebendiger Kraft durch den Äther besteht dann zwar auch zwischen solchen Molekeln, aber nur ein mittelbarer, insoferne nämlich die von denselben ausgegangenen und von den Zwischen-Molekeln absorbirten Strahlen von diesen auch wieder ausgestrahlt und so durch fortgesetzte Wiederholung desselben Vorganges nach und nach in grössere Entfernungen fortgepflanzt werden. Bezeichnet man die so sich verbreitende Wärme als geleitete, so unterscheidet sich diese von der eigentlich sogenannten strahlenden Wärme nur durch die viel grössere Absorbirbarkeit der entsprechenden Ätherwellen.

Da nach der Gleichung (5) ein Körper-Molekel, welches für sich schon in der Periode der auf dasselbe einfallenden Strahlen schwingt, von diesen so lange mehr lebendige Kraft absorbirt als es ausstrahlt, bis es den störenden Äthertheilchen an Geschwindigkeit gleichkommt, so ergibt sich mit Rücksicht auf das bestehende Massenverhältniss, dass im Falle des thermischen Gleichgewichtes zwischen Äther und Körpertheilchen die Summe der lebendigen Kräfte eines Körpers ungemein gross ist gegen die Kraftsumme des in demselben vorhandenen Äthers, und dass folglich eine blos durch Äthererregung zu bewirkende Vermehrung der lebendigen Kräfte eines Körpers eine verhältnissmässig sehr lange Zeit in Anspruch nimmt.

Hinsichtlich des Vermögens der Körper, einfallende Strahlen zu absorbiren, kann man nach dem Vorhergehenden im Allgemeinen den Satz aufstellen, dass der absorbirte Antheil, von den am stärksten brechbaren Strahlen angefangen, mit abnehmender Brechbarkeit wächst, bis er für jene Vibrationen, deren Periode mit der der Molecular-Vibrationen zusammenfällt, ein Maximum wird. Dieser Satz wird auch durch die Erfahrung bestätigt. Es betrug nämlich bei einem Versuche Powell's mit einer erhitzten Eisenkugel der eine Glasscheibe durchdringende Antheil der gesammten von ihr ausgesandten Wärme bei fortschreitender Abkühlung nach einander 20, 17, 14, 10 und 0 Procent.

Während jedoch die Absorbirbarkeit der Strahlen im Ganzen genommen diesem Gesetze folgt, müssen zugleich auch periodische Maxima und Minima vorkommen, so dass allerdings von zwei verschieden brechbaren Strahlen in besonderen Fällen auch der stärker brechbare stärker absorbirt werden kann. Denn gemäss unserer

Ansicht über die Constitution der Körper muss jedes Molekel im Innern derselben eine partielle Reflexion einfallender Strahlen veranlassen. Die so abgezweigten Strahlen können mit den direct einfallenden interferiren und deren Amplitude, je nach dem Gangunterschiede, welcher von der Molecular-Distanz abhängt, vergrössern oder verkleinern, also mit denselben in gleichem oder entgegengesetztem Sinne zur Erzeugung molecularer Schwingungen wirken; im ersten Falle wird, da die Amplituden der erzeugten Molecular-Vibrationen denen der erzeugenden Äther-Vibrationen proportional sind, ein grösserer, im andern Falle ein kleinerer Theil des einfallenden Strahles absorbirt. Da die Art dieses Vorganges bei einerlei Molecular-Distanz von der Wellenlänge abhängt, so muss in einem bestimmten Körper die Absorption gewisser Strahlen ein Maximum, die anderer ein Minimum sein, und wenn man die Wellenlänge des einfallenden Strahles stätig wachsen oder abnehmen lässt, müssen Maxima und Minima der Absorption regelmässig auf einander folgen. So betrachtet, unterliegt die v. Wrede'sche Erklärung der regelmässigen Aufeinanderfolge dunkler Streifen, wie sie besonders in Gasspectren vorkommt, nicht mehr dem Einwurfe, dass sie Strahlen durch Interferenz vernichten lässt; denn nach der eben gegebenen Darstellung verschwinden die betreffenden Strahlen nur in Folge von Absorption bei der Erregung molecularer Schwingungen, welche aber allerdings durch Interferenzen in verschiedenem Grade entweder befördert oder gehemmt wird.

II.

Bewegt sich im Äther parallel zur Axe der x eines rechtwinkeligen Coordinatensystemes eine ebene Welle fort, worin die Vibrationen geradlinig und parallel zur Ebene der xy geschehen, so werden die Theilchen, welche im Zustande der Ruhe in einer zu jener Axe parallelen Linie lagen, während ihrer Theilnahme an der Bewegungs-Fortpflanzung in einer krummen Linie liegen, deren Gleichung

$$y = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x + \gamma t)$$

ist, wo a die Schwingungsweite, λ die Wellenlänge, γ die Fortflanzungsgeschwindigkeit und t die Zeit bedeutet. Es sei ds ein

unendlich kleines Stück dieser Linie, so hat man, mit Weglassung der unendlich kleinen Grössen von höherer Ordnung als $\frac{a^2}{\lambda^2}$,

$$\frac{ds}{dx} = 1 + \frac{2\pi^2 a^2}{\lambda^2} \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda}(x + \gamma t).$$

Im Verhältniss von $\frac{ds}{dx}$ ist das Element dx einer von Äthertheilchen im Zustande der Ruhe gebildeten, der Axe der x parallelen Geraden am Ende der Zeit t länger und somit die Distanzen der betreffenden Äthertheilchen grösser geworden; es besteht daher in derselben Zeit in der Richtung des Elements ds der erwähnten Curve die Ätherverdünnung

$$\frac{ds - dx}{dx} = \frac{2\pi^2 a^2}{\lambda^2} \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda}(x + \gamma t)$$

welche, da wir $\frac{a^2}{\lambda^2}$ als sehr klein betrachten, sehr nahe auch in der Projection von ds auf die Richtung des Strahles herrscht.

Trifft nun der Strahl die undurchdringliche Oberfläche einer Masse, die wir uns verhältnissmässig sehr gross denken wollen, so muss er daselbst gleichfalls in seiner Richtung eine seiner Intensität proportionale Verdünnung des Äthers erzeugen, während dieser an der entgegengesetzten Seite der undurchdringlichen Masse nahezu ungestört bleibt; somit wirkt dann auf diese Masse, der Richtung des einfallenden Strahles entgegengesetzt, eine der einseitigen Ätherverdünnung proportionale Kraft, deren Intensität nach dem Obigen durch

$$p = \frac{a^2\omega}{\lambda^2} \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda}(x + \gamma t)$$

ausgedrückt wird, wenn ω einen unveränderlichen Factor bedeutet.

Während der Dauer T einer Ätherschwingung wird so der getroffenen Masse, die wir mit m bezeichnen, die Geschwindigkeit $\frac{1}{m}\int_0^T p dt$ ertheilt; die Wirkung des einfallenden Strahles kann man daher als äquivalent einer beständig wirkenden Kraft betrachten, deren Intensität

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T p\, dt$$

ist, woraus man

$$P = \frac{a^2\omega}{2\lambda^2}$$

erhält.

Sind die betrachteten Wellen Stücke sphärischer Wellen, deren Mittelpunkt in einer gegen die Dimensionen dieser Masse sehr grossen Distanz liegt, so ist, wenn α die Schwingungsweite in der Entfernung 1 vom Erregungsorte und r die Entfernung der Masse von demselben bedeutet, $a = \frac{\alpha}{r}$, folglich die Intensität der auf m wirkenden Kraft

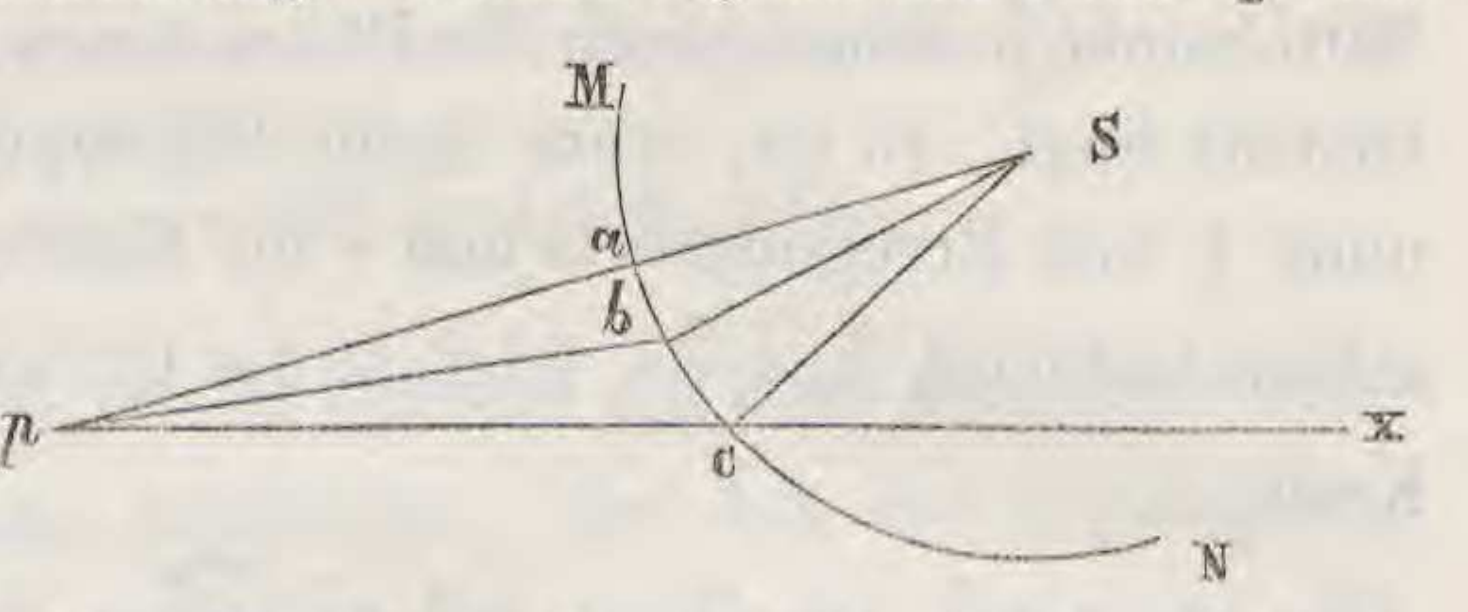
$$P = \frac{\alpha^2 \omega}{2\lambda^2 r^2}.$$

Strahlende Massentheilchen wirken daher auf einander mit Anziehungskräften, welche der Intensität der betreffenden Strahlen direct und dem Quadrate der Entfernung verkehrt proportional sind.

Eine von verschiedenen Punkten des Raumes aus bestrahlte Masse wird dem aufgestellten Satze gemäss nach der Richtung der Resultirenden aller wirkenden Strahlen gezogen. Auch ist klar, dass, wenn die Wirkungen verschiedener Strahlenquellen auf eine von denselben bestrahlte, frei bewegliche Masse sich gerade das Gleichgewicht halten, dieses sogleich gestört und daher jene Masse bewegt wird, sobald zwischen letztere und eine von den Strahlenquellen eine absorbirende Substanz tritt. Frei bewegliche Massentheilchen können demnach unter einander sowohl durch Zustrahlung als auch durch Abhaltung von Strahlen Veranlassung zu gegenseitigen Bewegungen geben.

Denken wir uns, um einen bestimmten Fall zu betrachten, den unendlichen Raum gleichmässig mit strahlenden Punkten erfüllt, deren Strahlen ungehindert nach allen Richtungen fortgepflanzt werden, so wird eine darin angenommene, ursprünglich ruhende Masse, welche unter der gemachten Voraussetzung von allen Seiten mit gleicher Intensität bestrahlt ist, unter diesen Einwirkungen nach keiner Seite in fortschreitende Bewegung gerathen; ist aber irgendwo im Raume noch eine Masse vorhanden, welche die sie treffenden Strahlen durch Absorption an weiterer Fortpflanzung hindert, so wird offenbar die erstere von der Seite der letzteren her nicht mehr mit der gleichen Intensität bestrahlt wie von der entgegengesetzten Seite, wo ein ähnlicher Vorgang nicht stattfindet; das Gleichgewicht der auf die zuerst erwähnte Masse wirkenden Kräfte ist somit aufgehoben und es ist klar, dass dieselbe, dem Impulse der intensiveren Bestrahlung folgend, von der anderen in der Richtung ihrer Distanz sich entfernen muss.

Die Intensität der Bestrahlung, welche irgend ein Punkt p des Raumes von dem strahlenden Punkt S empfängt, kann betrachtet werden als das Resultat der unendlich vielen Elementarstrahlen ap, bp, cp u. s. w.,



welche aus den sämmtlichen Punkten der Wellenfläche MN in dem Punkte p zusammentreffen. Zerlegen wir den zu MN gehörigen Strahl Sc in seine Componenten nach zwei auf einander senkrechten Richtungen, wovon eine mit der Geraden pcx zusammenfällt, so erzeugt die in diese Richtung fallende Componente den Elementarstrahl cp, während die andere Componente in dieser Richtung unwirksam ist. Bezeichnen wir die Intensität des Strahles Sc für die Entfernung 1 von S mit i und den Winkel Scx mit θ, so ist $i \cos \theta$ die Intensität der in der Richtung pcx fallenden Componente desselben, welche in dem Punkte p, wenn wir $Sc = R$ und $cp = r$ setzen, nach Zurücklegung des Weges $Scp = R + r$ mit der Intensität $\frac{i \cos \theta}{(r+R)^2}$ ankommt. Denkt man sich nun die Wellenfläche MN zwischen den unendlich wenig von einander entfernten Punkten b und c unterbrochen durch eine absorbirende Masse, so hätten die Elementarstrahlen, welche dadurch der Bestrahlungsintensität von p entzogen werden, bis dahin von S aus einerlei Weg $= R + r$ zurückzulegen und würden somit, ihre Anzahl $= n$ gesetzt, mit der Gesammtintensität $\frac{ni \cos \theta}{(r+R)^2}$ daselbst eintreffen. Die Anzahl n der absorbirten Strahlen ist der absorbirenden Oberfläche proportional, so lange diese in derselben Distanz von dem Wellenmittelpunkte bleibt; für verschiedene Distanzen aber ändert sich n im Verhältnisse der Strahlendichtigkeit, also proportional der durch die absorbirende Masse gehenden kugelförmigen Wellenfläche; man kann daher $n = \frac{\omega}{R^2}$ setzen, wodurch der Ausdruck für den Betrag der dem Punkte p entzogenen Bestrahlung $= \frac{\omega i \cos \theta}{R^2(r+R)^2}$ wird.

Es sei nun, indem wir uns den Raum gleichmässig mit strahlenden Punkten erfüllt denken, S einer von den Punkten, welche auf der Oberfläche einer aus c mit dem Radius $Sc = R$ beschriebenen Kugelfläche liegen, und η die Neigung der Ebene des Winkels θ gegen eine

durch px gelegte fixe Ebene, so lässt sich das Volumen eines an den Punkt S grenzenden parallelepipedischen Raum-Elements durch $dv = R^2 \sin\theta\, dR d\theta\, d\eta$ und die Intensität der Bestrahlung, welche bei ungehinderter Fortpflanzung der sämmtlichen, von dv ausgehenden Erregungen dem Punkte p in der Richtung cp zukommen müsste, durch $\frac{k i \cos\theta\, dv}{(r+R)^2}$ ausdrücken, wo k eine Constante ist. Von dieser Bestrahlung geht aber nach dem Obigen wegen der Unterbrechung der Wellenfläche MN durch die zwischen b und c angenommene Masse für den Punkt p der Betrag $\frac{k\omega i \cos\theta\, dv}{R^2 (r+R)^2}$ verloren; folglich ist der mit Rücksicht auf die sämmtlichen strahlenden Punkte des Raumes für den Punkt p resultirende Intensitätsverlust

$$P = k\omega i \int_0^{\infty}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\int_0^{2\pi} \frac{\sin\theta \cos\theta\, dR\, d\theta\, dy}{(r+R)^2},$$

woraus $P = \frac{\pi k \omega i}{r}$ folgt.

Um diesen Betrag wird der Punkt p von der Seite der absorbirenden Masse her weniger als von der entgegengesetzten Seite bestrahlt. Gehört daher dieser Punkt einer sehr kleinen undurchdringlichen Masse an, so ist P gleich dem Unterschiede der Intensitäten, womit entgegengesetzte Seiten derselben bestrahlt werden; folglich ist dieselbe Grösse auch proportional der Kraft, womit jene Masse, der stärkeren Bestrahlung folgend, in der Richtung cp fortbewegt und so scheinbar von c abgestossen wird. Da Ähnliches zugleich von der diese Bewegung veranlassenden Masse bei c gilt, wenn ihr ebenfalls durch die andere Strahlen entzogen werden, so haben wir den Satz: In einem gleichmässig mit strahlenden Punkten erfüllten Raume besteht zwischen absorbirenden Massentheilchen eine abstossende Kraft, welche ihrer Distanz umgekehrt proportional ist.

Wenn daher zwei in einem solchen Raume befindliche Massentheilchen einerseits die einfallenden Strahlen theilweise absorbiren, andererseits auch selbst wieder Strahlen aussenden, so müssen sie den bisher abgeleiteten Sätzen gemäss auf einander zwei in entgegengesetzter Richtung wirkende Kräfte äussern, deren Resultirenden ein Ausdruck von der Form $\frac{A}{r} - \frac{B}{r^2}$ entspricht, welcher, wenn

beide Theilchen sich in allen Stücken gleich verhalten, die Wirkung eines jeden derselben auf das andere vorstellt. Für die Distanz $r = \frac{B}{A}$ ergibt sich hieraus der Zustand eines labilen Gleichgewichts; in grösseren Distanzen findet Abstossung in kleinerer Anziehung Statt.

Mit Hilfe der bisher aufgestellten Sätze wollen wir nun im Folgenden versuchen, den Einfluss der Wärme auf den Zustand der Körper aus dem entsprechenden Bewegungszustande des zwischen den Körpermolekeln vorhandenen Äthers zu erklären. Wir betrachten nämlich einen Körper, der Wärme enthält, als ein System von Molekeln, welche unter der Wirkung von Kräften, von deren Ursprung wir vor der Hand absehen, Oscillationen um mittlere Lagen vollbringen, hierdurch das Gleichgewicht des zwischen ihnen gelagerten Äthers ohne Unterlass stören, und ihrerseits wieder beständig durch den vibrirenden Äther gestört sind. Jedes Molekel überträgt durch Erregung des Äthers auf die Theilchen desselben lebendige Kraft, wogegen ihm solche auch wieder von Seiten des schwingenden Äthers ertheilt wird. Indem so die Körper-Molekeln einerseits durch Strahlung (Äthererregung) fortgesetzt Wärme abgeben, andererseits durch Absorption (Erregtwerden) wieder Wärme empfangen, geht ununterbrochen zwischen denselben durch den Äther hindurch ein gegenseitiger Austausch lebendiger Kräfte vor sich, wobei, wenn der Wärmezustand des Körpers derselbe bleibt, der Empfang aus dem Äther und die Abgabe an diesen sich das Gleichgewicht halten. Hierbei kann übrigens zwischen den Körpermolekeln noch ein Austausch lebendiger Kräfte bestehen, welcher nicht durch den Äther vermittelt, sondern durch unmittelbar wirkende Kräfte unterhalten wird, d. h. ein solcher, der auch dann noch vor sich ginge, wenn der Äther gar nicht vorhanden wäre; für unseren Zweck genügt es jedoch, den ersteren allein in das Auge zu fassen.

Stellen wir uns zunächst ein System von unendlicher Ausdehnung vor, dessen sämmtliche Molekeln unter sich gleich seien und worin eine gleichmässige Vertheilung der vorhandenen Summe lebendiger Kräfte, ein thermisches Gleichgewicht herrsche. Es sei m die Masse eines Molekels, c das Maximum seiner Oscillationsgeschwindigkeit, v seine Geschwindigkeit am Ende der Zeit, t und k die Energie der aus den wirkenden Kräften resultirenden Wiederherstellungs-

kraft, die wir proportional der Verschiebung setzen, so besteht die Gleichung:

$$v = c\, cos\left(\varepsilon + t\sqrt{\frac{k}{m}}\right),$$

wo ε von einem Molekel zum andern veränderlich und als fähig aller Werthe von 0 bis 2π zu betrachten ist. Für eine Partie des Systemes, welche die unermessliche Anzahl n von Molekeln enthält, ergibt sich somit die Summe

$$S\,(mv^2) = \frac{mnc^2}{2\pi}\int_0^{2\pi} cos^2\left(\varepsilon + t\sqrt{\frac{k}{m}}\right) d\varepsilon,$$

woraus $S\,(mv^2) = n.\frac{mc^2}{2}$ folgt. Enthält die erwähnte Partie die Einheit der Massen, so ist $mn = 1$ und $S\,(mv^2) = \frac{c^2}{2}$. Diese Summe kann man die Wärme der Masseneinheit und die Grösse $\frac{mc^2}{2}$ die Molecular-Wärme des Systemes nennen.

Bei dem Austausche lebendiger Kräfte, der unter Vermittelung des Äthers zwischen den Molekeln vor sich geht, ist der Bewegungszustand eines Äthertheilchens in irgend einem Augenblicke das Resultat der unendlich vielen Erregungen, welche von den schwingenden Molekeln dem Äther eingeprägt, auf dasselbe gleichzeitig übertragen werden. Die Bewegung eines betrachteten Äthertheilchens ist somit durch die Verbreitungsweise der von den Molekeln ausgehenden Wellen bedingt. In dieser Hinsicht nun ist aus dem Obigen klar, dass jeder Welle durch die auf ihrem Wege getroffenen Molekeln Verluste an lebendiger Kraft erwachsen, da jedes Molekel, was es an lebendiger Kraft auf die von ihm erregten Äthertheilchen überträgt, durch Absorption einfallender Ätherschwingungen wieder erlangen muss. Fassen wir demnach irgend eines der wellenerregenden Molekeln ins Auge und betrachten wir dasselbe als Mittelpunkt unendlich vieler concentrischer Molecular-Schichten, welche Kugelschalen von der Dicke der Molecular-Distanz bilden; bezeichnen wir ferner die letztere mit ρ, und mit $\varkappa$ eine Grösse, die wir den Absorptions-Coëfficienten des betrachteten Systemes nennen, so können wir die Quantität der lebendigen Kraft, welche irgend eine von demselben ausgegangene Welle, die als eine sphärische gelten kann, in der Molecular-Schichte deren Radius r ist verliert, durch die Formel $\frac{4\pi\varkappa r^2 i}{\rho^2}$ ausdrücken, wo i die Strahlenintensität in der betreffenden Wellenfläche, $\frac{4\pi r^2}{\rho^2}$ die Anzahl

der auf derselben liegenden Molekeln und $\varkappa i$ den von einem Molekel absorbirten Antheil bedeutet. Da hierbei $4\pi r^2 i$ die gesammte lebendige Kraft vorstellt, womit die betrachtete Welle zur Distanz r gelangt, so sieht man, dass in jeder Schichte, durch welche sie geht, der $\frac{\varkappa\iota^e}{\rho^2}$ Theil der gesammten ihr bis dahin verbliebenen lebendigen Kraft absorbirt wird. Sie besitzt also nach der n^{ten} Schichte, wo sie den Weg $r = n\rho$ zurückgelegt hat, nur noch die Intensität

$$i = \left(1 - \frac{\varkappa}{\rho^2}\right)^{n-1} \frac{\varepsilon^2}{r^2},$$

wenn $\frac{\varepsilon^2}{r^2}$ die Intensität bedeutet, womit sie im leeren Raume in die gleiche Entfernung gelangt wäre. Es wird also irgend ein Äthertheilchen von jedem um r entfernten Molekel mit der Intensität i bestrahlt und empfängt daher von den sämmtlichen in der gleichen Distanz auf der Kugelfläche $4\pi r^2$ liegenden Molekeln deren Anzahl $= \frac{4\pi r^2}{\rho^2}$ ist, die Bestrahlung

$$4\pi \left(1 - \frac{\varkappa}{\rho^2}\right)^{n-1} \frac{\varepsilon^2}{\rho^2}.$$

Summiren wir nun noch die Bestrahlungen, welche auf dieses Äthertheilchen gleichzeitig von allen übrigen um dasselbe concentrischen Schichten übertragen werden, so haben wir

$$S(i) = \frac{4\pi\varepsilon^2}{\rho^2} S\left(1 - \frac{k}{\rho^2}\right)^{n-1},$$

wo das Summenzeichen sich auf alle Molecular-Schichten von $n = 1$ bis $n = \infty$ erstreckt. Dieser Ausdruck stellt eine convergirende Reihe vor; es ist also die Summe der spätesten Glieder unendlich klein und folglich die Intensität der Bestrahlung die irgend ein Punkt in dem betrachteten Systeme empfängt, unabhängig von den Schichten, deren Radius eine gewisse Distanz überschreitet. Derselbe Satz gilt daher auch in einem begrenzten Systeme von jedem Punkte, dessen Abstand r von dem nächsten Grenzpunkte so gross ist, dass die obige Summe von $n = \frac{r}{\rho}$ bis $n = \infty$ verschwindet.

Bezeichnen wir das Quadrat des Geschwindigkeits-Maximums der schwingenden Äthertheilchen in unserem Systeme mit γ^2, so können wir $S(i) = \gamma^2$ setzen; wir haben daher $\gamma^2 = \frac{4\pi\varepsilon^2}{\varkappa}$, eine Gleichung, die kein ρ mehr enthält. Nach dem Vorhergehenden wäre ε^2 die

Intensität der von einem Molekel ausgehenden Strahlen in der Entfernung 1, wenn die Fortpflanzung ohne Schwächung vor sich ginge. Man kann daher, wenn das Geschwindigkeits-Maximum der erregenden Molekeln $= c$ ist, auch $\varepsilon^2 = \frac{\omega c^2}{4\pi}$ setzen, wo ω eine Constante bedeutet, welche der von einem Molekel erregten Äthermasse, somit der Oberfläche desselben proportional ist und als Strahlungscoëfficient bezeichnet werden kann; es ist dann $\gamma^2 = \frac{\omega c^2}{\varkappa}$. Für den betrachteten Fall nun, wo die Molekeln blos unter dem Einflusse von Äther-Vibrationen der gleichen Periode schwingen, ist oben gezeigt worden, dass in Bezug auf Empfang und Abgabe lebendiger Kräfte zwischen dem Äther und einem Molekel Gleichgewicht eintritt, sobald die Geschwindigkeit des letzteren gleich ist der Geschwindigkeit der dasselbe störenden Äthertheilchen. Es ist also im Falle des thermischen Gleichgewichtes $\gamma^2 = c^2$, somit auch $\varkappa = \omega$.

Wenden wir uns nun zur Betrachtung der in dem angenommenen Systeme thätigen Kräfte, d. h. der Bewegungsanregungen, welche die Molekeln wechselseitig unter sich ausüben, so erhellt aus dem Bisherigen, dass je zwei Molekeln, abgesehen von unmittelbar wirksamen Kräften womit sie begabt sein können, schon durch die von ihnen erregten Äther-Vibrationen in doppelter Weise auf einander einwirken müssen: 1) transversal, indem sie sich gegenseitig anregen, in der Vibrationsrichtung der einander zugesandten Strahlen zu schwingen; 2) longitudinal, indem sie zugleich auf einander in der Richtung dieser Strahlen eine Anziehung ausüben. Die erste von diesen zwei Wirkungen ist der ersten Potenz, die zweite dem Quadrate der Vibrationsgeschwindigkeit in den dieselben vermittelnden Strahlen proportional. Da ferner jedes Molekel von den auf sie einfallenden Strahlen auch einen Theil absorbirt, welcher nämlich auf die Erregung desselben verwendet wird, so entsteht 3) eine gegenseitige Einwirkung je zweier Molekeln auch noch daraus, dass sie einander von anderen Molekeln herkommende Strahlen entziehen; was nach dem Obigen ein Bestreben, sich wechselseitig zu fliehen oder eine Abstossung veranlasst, welche der Intensität der auf solche Weise einander entzogenen Bestrahlungen proportional ist.

Es ist klar, dass die Wirksamkeit der genannten anziehenden und abstossenden Kräfte wechselseitige Bewegungen unter den Molekeln als nothwendige Bedingung voraussetzt. Denn wären die sämmt-

lichen Molekeln in ihren mittleren Lagen in Ruhe, so müssten jene Kräfte, vorausgesetzt dass sie dann auch vorhanden wären, sich immer gegenseitig aufheben; sie wären aber in diesem Falle in der That gar nicht vorhanden, weil dann weder von einer Strahlenerregung noch von einer Strahlenabsorption die Rede sein könnte. Sind aber die Molekeln in fortgesetzter Bewegung unter einander begriffen, so ist klar, dass die auf ein bestimmtes Molekel von den auf dasselbe einfallenden Strahlen sowohl transversal als longitudinal ausgeübten Wirkungen sich nicht immerfort aufheben; die Resultante der sämmtlichen transversalen Wirkungen nun, welche den ersten Potenzen der Geschwindigkeiten der einfallenden Vibrationen proportional sind, bestimmt die augenblickliche Vibrationsrichtung und Geschwindigkeit des getroffenen Molekels; die Resultante der longitudinalen, den Quadraten der Vibrationsgeschwindigkeiten proportionalen Wirkungen aber strebt entweder eine Annäherung oder ein Auseinanderrücken der Molekeln herbeizuführen, je nachdem zwischen denselben bei der bestehenden Molecular-Distanz die Anziehung durch Zustrahlung oder die Fliehkraft wegen der gegenseitigen Strahlenentziehung ein relatives Übergewicht hat. Man sieht nämlich einerseits, dass, wenn die Molekeln insgesammt um mittlere Lagen vibriren und somit die wirklichen Distanzen derselben in jedem Augenblicke sich ändern, jedes immer auf der Seite, wo die Nachbar-Molekeln ihm momentan näher stehen, stärker bestrahlt ist, als auf der entgegengesetzten Seite, welcher die dort befindlichen Molekeln in dem nämlichen Augenblicke ferner liegen; woraus sofort folgt, dass einander genäherte Molekeln sich stets noch mehr zu nähern trachten. Andererseits aber wird jedem Molekel auf der Seite, wo die Nachbar-Molekeln ihm momentan näher stehen, von eben denselben durch Absorption ein grösserer Antheil der auf dieser Seite ihm zugesandten Strahlen entzogen als auf der entgegengesetzten Seite; es muss daher aus diesem Grunde stets von den ihm näheren Molekeln wegzugehen suchen. Wenn von diesen einander entgegen wirkenden Einflüssen derjenige vorwiegt, vermöge dessen die Molekel sich anziehen, so ist unter der Wirksamkeit der thermischen Kräfte allein kein Gleichgewicht möglich; überwiegt dagegen die aus der gegenseitigen Strahlenentziehung entspringende Fliehkraft, so kann offenbar unter diesen Kräften allein die Stabilität der Molekeln bestehen, wenn ein nicht verschiebbarer Widerstand die Vergrösserung der mittleren Distanzen verhindert.

Es erhellt aus den oben abgeleiteten Sätzen: 1) dass jede der beiden longitudinalen Wärmekräfte, folglich auch die Resultante derselben, der Strahlungsintensität der Körpermolekeln und somit auch der Molecular-Wärme proportional ist; 2) dass diese Kräfte Functionen der Molecular-Distanz sind und mit dem Wachsen der letzteren abnehmen, wobei sich die Anziehung rascher als die Abstossung ändert. Zugleich ist klar, dass die thermischen Kräfte eines Molekels nur so weit sich erstrecken, als die von demselben ausgehenden Ätherstörungen reichen; da nun nach dem Obigen die Bewegung des Äthers an irgend einer Stelle im Innern eines Körpers blos von den innerhalb einer gewissen Sphäre liegenden Molekeln abhängt, so folgt, dass die bewegenden Kräfte, die ein Molekel als strahlende und absorbirende Masse auf andere ausübt, über eine gewisse Distanz hinaus völlig verschwinden, was immerhin schon in unmessbar kleinen Distanzen der Fall sein kann.

Diese Kräfte nun, welche aus dem Bewegungszustande des zwischen den Molekeln gelagerten Äthers entspringen, müssen mit den übrigen in dem Körper vorhandenen Kräften bei constantem Wärmezustande im Gleichgewichte stehen. Nehmen wir also einen Körper an, zwischen dessen Molekeln eine von der Wärme unabhängige, nämlich unmittelbar wirkende Anziehung oder Abstossung stattfindet und es sei q der positive oder negative Druck, welcher dadurch auf eine in demselben angenommene Fläche geübt wird; es sei ferner p der auf dieselbe ausgeübte äussere Druck, so muss die Wirkung der Wärme der Summe $p+q$ des inneren und äusseren Druckes das Gleichgewicht halten. Es sei nun die Wirkung der aus dem Wärmezustande resultirenden Abstossungskräfte auf die erwähnte Fläche $=a$, und die der entsprechenden Anziehungskräfte $=b$, so hat man die Gleichung $p+q=a-b$, welche für ein beliebiges System von Molekeln gilt.

Für ein System, worin die Molekeln so weit von einander entfernt sind, dass unmittelbare, d. h. andere als thermische Einwirkungen zwischen denselben nicht stattfinden, ist $q=0$; in diesem Falle, dem die Gase sehr nahe kommen, hat man $p=a-b$. Sollte nun die Wärme, der gewöhnlichen Ansicht gemäss, stets nur als abstossende Kraft wirken, so müsste in dieser Gleichung $b=0$ sein. Es lässt sich jedoch aus dem Verhalten der Gase beweisen, dass die aus dem Wärmezustande derselben resultirende Molecular-Anziehung eine Kraft von merkwürdig grosser Intensität ist.

In einem undurchdringlichen Cylinder von einem Quadratmeter Querschnitt, oben durch einen beweglichen Kolben verschlossen, befindet sich die Gasmasse 1 unter dem Drucke von p Kilogrammen. Die einander entgegenwirkenden Wärmekräfte, welche diesem Drucke das Gleichgewicht halten, seien a und b, so ist ihr Unterschied $a-b=p$, während $a+b$ die Gesammtsumme der aus dem Wärmezustande resultirenden Bewegungskräfte vorstellt. Zu dieser Masse trete in einem bestimmten Augenblicke die unendlich kleine Wärmemenge dw, so erleiden unmittelbar auch die Kräfte a und b unendlich kleine Veränderungen da und db; es ist also $d(a+b)$ die in demselben Augenblicke eintretende Vermehrung der vorhandenen Kraftsumme $a+b$, und $d(a-b)$ der gleichzeitige unendlich kleine Zuwachs an Spannkraft, der dann als weitere Folge eine Fortschiebung des äusseren Druckes veranlasst.

Man lasse im nächsten Augenblicke nach der Erwärmung um dw die betrachtete Masse, indem zu ihr gleichzeitig noch so viel Wärme hinzutrete, dass die Menge der in ihr schon vorhandenen Wärme constant bleibe, sich so lange ausdehnen, bis ihre Spannkraft wieder mit dem Drucke p im Gleichgewichte steht, und es sei diese Ausdehnung nach oben $=dv$, so ist die Wirkung der nun während der Ausdehnung hinzugetretenen und verbrauchten Wärmemenge die Hebung von p Kilogrammen auf dv Meter, also $p\,dv$ Kilogramme auf 1 Meter gehoben, folglich, wenn λ das mechanische Äquivalent der Wärmeeinheit bedeutet, $\frac{p\,dv}{\lambda}$ die Wärmemenge, welche in Folge der Ausdehnung des Gases verschwunden ist. Bezeichnet man daher die gesammte unendlich kleine Wärmemenge, die erfordert wurde, um zuerst die betrachtete Gasmasse um dw zu erwärmen und dann dieselbe um dv auszudehnen, mit dr, so ist $dr = dw + \frac{p\,dv}{\lambda}$. Es erhellt aus dem Gesagten, dass der Quotient $\frac{dr}{dw}$ das Verhältniss der specifischen Wärme des Gases bei constantem Druck zu der bei constantem Volumen angibt; bezeichnen wir ihn mit k, so ergibt sich die Gleichung $dw = \frac{p\,dv}{\lambda(k-1)}$.

Sowie das Gas seine Ausdehnung um dv bewirkt hat, ist auch die aus der Erwärmung desselben um dw hervorgegangene bewegende Kraft $d(a-b)$ verschwunden. Fassen wir also zusammen, dass einerseits das Hinzutreten der Wärme dw zu dem Gase eine Vermehrung

der thermischen Kraftsumme um $d(a+b)$ bewirkt, und dass andererseits mit der Wärmemenge $\frac{p\,dv}{\lambda}$ zugleich die Kraft $d(a-b)$ verschwindet, so ergibt sich die Proportion:

$$\frac{pdv}{\lambda} : d(a-b) = dw : d(a+b),$$

folglich mit Rücksicht auf die obige Formel für dw

$$\frac{d(a-b)}{d(a+b)} = k-1 \text{ oder } \frac{db}{da} = \frac{2-k}{k}.$$

Für Gase, welche dem Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze folgen (was freilich nur annäherungsweise möglich ist), ist der Capacitäts-Coëfficient k eine Constante; daher muss für solche auch $\frac{db}{da}$ constant, folglich $\frac{db}{da} = \frac{b}{a}$ sein, woraus auch $\frac{b}{a} = \frac{2-k}{k}$ folgt. Mit der Gleichung $a-b=p$ ergibt sich demnach:

$$a = \frac{kp}{2(k-1)}, \quad b = \frac{(2-k)p}{2(k-1)}.$$

Aus der Schallgeschwindigkeit findet man für atmosphärische Luft $k = 1{\cdot}415$, folglich $\frac{b}{a} = 0{\cdot}413$, und $a = 1{\cdot}705$, $b = 0{\cdot}705$. Im Gegensatze zu der gewöhnlichen Annahme ergibt sich also das wichtige Resultat, dass zwischen den Molekeln der Gase Anziehungskräfte von verhältnissmässig grosser Stärke obwalten, deren Wirksamkeit durch die vorherrschenden Abstossungskräfte nur verdeckt ist.

Um auch für Gase von unbekanntem Capacitäts-Coëfficienten die Werthe der thermischen Kräfte a und b zu finden, wollen wir zuerst aus der Wärmecapacität der atmosphärischen Luft und aus ihrem Ausdehnungs-Coëfficienten das Äquivalent λ der Wärmeeinheit berechnen. Aus der Gleichung $dr = dw + \frac{p\,dv}{\lambda}$ ergibt sich nämlich die Formel $\lambda = \frac{kpdv}{(k-1)dr}$, wo dr die unendlich kleine Wärmemenge bedeutet, welche bei constantem Druck die unendlich kleine Ausdehnung dv nebst entsprechender Temperaturerhöhung bewirkt; man kann aber auch dr als die Wärmecapacität bei constantem Druck und somit dv als die durch Erhöhung der Temperatur um 1° C. bewirkte Ausdehnung betrachten. Bei atmosphärischem Druck (760^{mm}) ist nun $p = 10333$ Kilogramm auf einen Quadratmeter; unter demselben Druck und bei der Temperatur des Gefrierpunktes ist das

Volumen von 1 Kilogramm atmosphärischer Luft $v = 0{\cdot}7733$ Kubikmeter. Ferner ist, wenn die Temperatur von 0° bis 1° C. steigt, $\frac{dv}{v} = 0{\cdot}003670$; man findet daher $pdv = 29{\cdot}33$. Die specifische Wärme der atmosphärischen Luft bei constantem Druck ist nach Regnault $= 0{\cdot}2377$; folglich wird mit dem bereits angegebenen Werthe von k $\lambda = 420{\cdot}7$, d. h. die als Einheit angenommene Wärmemenge, welche 1 Kilogramm Wasser von 0° bis 1° C. zu erwärmen im Stande ist, vermag dasselbe Gewicht auf die Höhe von 420·7 Meter zu heben.

Mit diesem Werthe von λ kann man für jedes Gas, insoferne es dem M. und G. Gesetze folgt, den Coëfficienten k berechnen, wenn die specifische Wärme und der Ausdehnungs-Coëfficient bekannt sind; es ist nämlich $k = \frac{1}{1 - \frac{pdv}{\lambda dr}}$.

Die Dichtigkeit der Kohlensäure bei der Temperatur des Gefrierpunktes und unter atmosphärischem Druck ist 1·529, folglich das Volumen v von 1 Kilogramm dieses Gases $= 0{\cdot}5058$ Kubikmeter. Durch Erwärmung von 0° bis 1° C. dehnt sich die Volumeneinheit desselben nach Regnault um $0{\cdot}003710 = \frac{dv}{v}$ aus; also ist $pdv = 19{\cdot}39$. Ferner ist nach Regnault die specifische Wärme der Kohlensäure bei constantem Druck $= 0{\cdot}2164$, somit $\lambda dr = 89{\cdot}00$, und hieraus $k = 1{\cdot}271$. Mit diesem Werthe von k ergibt sich $a = 2{\cdot}35p$, $b = 1{\cdot}35p$.

Man sieht, dass die Summe $a + b$ der thermischen Kräfte für Kohlensäure sehr nahe in dem Verhältnisse von 3:2 grösser ist als für atmosphärische Luft; wäre daher das Verhältniss von a und b für Kohlensäure das nämliche wie für atmosphärische Luft, so ergäbe sich auch die Spannkraft der ersteren sehr nahe in dem Verhältnisse von 3 : 2 grösser. Die Reduction des Volumens der Kohlensäure nach der chemischen Verbindung der Bestandtheile erklärt sich somit vollständig aus dem für dieses Gas stattfindenden Verhältnisse der thermischen Kräfte. Fast das Gleiche ergibt sich für Stickstoffoxydul und schwefelige Säure, wenn man aus der specifischen Wärme und dem Ausdehnungs-Coëfficienten derselben nach Regnault's Versuchen die Werthe von a und b berechnet. Es erhellt daraus, dass die thermische Anziehung bei Verbindungen ungleichartiger Stoffe eine wichtige Rolle spielt.

Bei festen und flüssigen Körpern scheint der Quotient aus den beiden specifischen Wärmen und somit $\frac{db}{da}$ der Einheit viel näher zu liegen als bei den Gasen. Da in jenen offenbar vom Wärmezustande unabhängige Kräfte vorhanden sind, so ist für dieselben $dr = dw + \frac{(p+q)\,dv}{\lambda}$, in der obigen Bedeutung dieser Zeichen. Für Wasser im Maximum der Dichte ist $dv = 0$, also $dr = dw$ und $da = db$, d. h. wenn Wasser im Maximum der Dichte unendlich wenig erwärmt oder abgekühlt wird, so erleiden die thermischen Kräfte Veränderungen, deren Wirkungen sich gegenseitig aufheben. Der Einfluss der thermischen Anziehung ist bei diesem Körper in die Augen fallend; denn wäre die Wärme wesentlich nur eine abstossende Kraft, so bliebe unerklärlich, wie eine Vermehrung derselben bei irgend einem Zustande eines Körpers eine Verkleinerung seines Volumens bewirken kann.

Vorträge.

Analyse des Brunnenwassers aus dem Hause Nr. 42, Josefstadt, Wien.

Von **Dr. J. J. Pohl.**

Trotz der vielfachen Anregungen des Herrn Regierungsrathes Dr. Pleischl besitzen wir nur wenige chemische Analysen von Wässern aus Wien und dessen nächster Umgebung. Ausser den Wasser-Analysen des artesischen Brunnens am Bahnhofe der Wien-Raaber Eisenbahn [1]), des Rudlmann'schen Brunnens bei der Mariahilfer Linie [2]) von Ragsky, ferner nur unvollständig ausgeführten Analysen des Wassers vom artesischen Brunnen am Getreidemarkt durch Patera [3]), den ebenfalls nur unvollständigen Analysen und Härtebestimmungen der Wässer des schönen Brunnens im k. k. Lustschlosse zu Schönbrunn, der Albertinischen Wasserleitung, der

---

[1]) Haidinger, Bericht über die Mittheilungen von Freunden der Naturwissenschaften, Band 2, Seite 121.

[2]) Ebendaselbst, Band 3, Seite 90.

[3]) Ebendaselbst, Band 5, Seite 61.